

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С324.2

E-912

3844/2-77

26/IX-77
P2 - 10740

Г.В.Ефимов, М.А.Иванов

НЕЛОКАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ КВАРКОВ
И НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ

1977

P2 - 10740

Г.В.Ефимов, М.А.Иванов

НЕЛОКАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ КВАРКОВ
И НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ

Направлено в "Nuclear Physics".

Нелокальная модель кварков и некоторые физические следствия

В рамках нелокальной модели кварков при простейшем выборе лагранжианов взаимодействия вычислены поправки к массам псевдоскалярных и векторных мезонов, ширины слабых и сильных распадов мезонов, ширина распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Оказалось, что эффективные константы разложения в ряд по теории возмущений меньше единицы и все формулы устойчивы относительно изменения параметров теории, характеризующих кварк. Получено хорошее согласие с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Nonlocal Quark Model and Some Physical Consequences

Within nonlocal quark model with the simplest choice of the interaction Lagrangians there were calculated the corrections to the pseudoscalar and vector meson masses, the widths of weak and strong meson decays, and the $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ decay width. It turned out that the effective constants of the series expansion according to the perturbation theory are less than unit, and all formulae are stable in regard to the changes of theory parameters that characterize the quarks. A good agreement with experimental data is achieved.

The investigations has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

§1. Введение

Современная кварковая теория успешно описывает имеющиеся экспериментальные данные. Основной трудностью в развитии данной теории является тот факт, что кварки экспериментально не наблюдаются. В связи с этим возникло большое количество моделей, пытающихся объяснить природу "удержания" кварка^{/1/}. Общей чертой всех таких моделей является предположение, что кварк существует как физическая частица, но не рождается согласно какому-то динамическому механизму. Таким механизмом может быть взаимодействие с глюонным полем, существование "мешков" и т.д.

В работах^{/2,3/} была выдвинута альтернативная гипотеза: кварк не существует как обычная частица, а является таким квантовополевым объектом, который может находиться лишь в виртуальном состоянии. Эта гипотеза была реализована следующим образом. В рамках квантовой теории поля удалось найти такие "частицы", названные виртонами, для которых, во-первых, поля, описывающие их в свободном состоянии, тождественно равны нулю /т.е. виртоны не существуют в свободном состоянии/, а, во-вторых, причинная функция Грина нетривиальна /т.е. виртоны существуют только в виртуальном состоянии/. Виртонное поле было построено при помощи методов нелокальной квантовой теории поля^{/4/}.

Виртонное поле является хорошим кандидатом на роль кварков и не требует никаких дополнительных полей /типа глюонных/, чтобы обеспечить невозможность их существования в свободном состоянии. В данной

работе сделан первый шаг в применении этой модели к мезонной физике низких энергий.

Взаимодействие виртонного поля с полями физических частиц может осуществляться двумя способами.

1. Физические частицы могут существовать как связанные состояния в системе виртонов. Однако ввиду того, что мы еще не умеем решать задачи на связанные состояния, эту возможность в данной работе рассматривать не будем.

2. Реальные физические частицы, описываемые обычными квантованными полями, могут взаимодействовать между собой только через виртонные поля. Например, взаимодействие поля мезонов $\pi(x)$ с виртонами $q(x)$ можно описать лагранжианом типа

$$\mathcal{L}_I(x) = g \pi(x) \bar{q}(x) \gamma_5 q(x).$$

Эта возможность позволяет с помощью методов квантовой теории, развитых в ^{3,4}, построить конечную, унитарную S -матрицу и вычислять матричные элементы физических процессов. В таком подходе виртонно-кварковое поле рассматривается как поле, переносящее взаимодействие между адронами. Другими словами, адроны, которые описываются обычным образом, взаимодействуют друг с другом не непосредственно, а путем обмена кварками-виртонами.

При применении этой модели к реальной физике адронов возникает два существенных вопроса:

1. Каков лагранжиан взаимодействия адронов с кварками?

2. Можно ли описать физические эффекты в сильных взаимодействиях теорией возмущений, т.е. будет ли эффективная константа разложения меньше единицы?

В данной работе в нелокальной модели кварков при простейшем выборе лагранжианов взаимодействия, инвариантных относительно $SU(3)$ и калибровочной группы, рассмотрен ряд физических процессов с участием мезонов низких энергий: сильные, слабые и электромагнитные распады. Вычислены поправки к массам псевдоскалярных и векторных мезонов. Оказалось, что модель довольно хорошо может описать рассмотренные процессы и, что

наиболее важно, эффективная константа связи оказалась меньше единицы.

§2. Выбор лагранжианов взаимодействия и параметры модели

В нашем подходе основной проблемой является выбор лагранжианов взаимодействия между физическими частицами и виртонным полем. Основными принципами построения таких лагранжианов являются требование симметрии относительно определенных групп преобразований / SU(3) - группа, киральные группы, калибровочные преобразования и т.д./ . Пока мы не ставим перед собой цель исследовать все возможные способы построения лагранжианов взаимодействия - это дело будущего. В данной работе при построении лагранжианов мы исходим прежде всего из соображений простоты. Именно, мы выбираем лагранжианы, инвариантные относительно SU(3) - группы и градиентных преобразований с простейшими типами связей.

В соответствии с этим виртонному полю мы будем приписывать квантовые числа кварков

$$q(x) = \begin{vmatrix} q^1(x) \\ q^2(x) \\ q^3(x) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} p(x) \\ n(x) \\ \lambda(x) \end{vmatrix}$$

и в дальнейшем будем пользоваться обычной терминологией, употребляя вместо слова "виртон" слово "кварк".

Причинная функция кваркового поля записывается /см. /2,3/ / в виде

$$\langle 0 | T(q^s(x) \bar{q}^k(y)) | 0 \rangle = \delta_{sk} G_k(x-y),$$

где

$$G_k(x) = \frac{1}{(2\pi)^4 i} \int d^4 p e^{-ipx} \tilde{G}_k(\hat{p}),$$

$$\tilde{G}_k(\hat{p}) = \frac{1}{M} \exp\left(\ell_k \hat{p} + \frac{L_k^2}{4} p^2\right). \quad /2.1/$$

$G_k(x)$ и $G_k(\hat{p})$ являются обобщенными функциями /см. /3.4/ /.

Согласно вышесказанному лагранжиан взаимодействия выберем в виде

$$\mathcal{L}_I = \mathcal{L}_I^M + \mathcal{L}_I^V + \mathcal{L}_I^f + \mathcal{L}_I^{em}, \quad /2.2/$$

где

$$\mathcal{L}_I^M = \begin{cases} i\hbar \bar{M}^{-ks} (\bar{q}^s \gamma_5 q^k) & (P\text{-связь}), \\ i\partial_\mu \bar{M}^{-ks} (\bar{q}^s \gamma_\mu \gamma_5 q^k) & (A\text{-связь}). \end{cases} \quad /2.2a/$$

$$\mathcal{L}_I^V = g \bar{V}^{\mu ks} (\bar{q}^s \gamma_\mu q^k), \quad /2.2b/$$

$$\mathcal{L}_I^f = \frac{G_1}{\sqrt{2}} (\bar{q}^1 \gamma_\mu (1 - \gamma_5)) (q^2 \cos \theta_c + q^3 \sin \theta_c) \times \\ \times (\bar{e} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu), \quad /2.2c/$$

$$\mathcal{L}_I^{em} = \int dx' \bar{q}^m(x) \left\{ e^{i e_m \int_x^{x'} ds_\mu A_\mu(s)} - 1 \right\} \times \\ \times Z_m(x-x') q^m(x'). \quad /2.2d/$$

Здесь согласно обозначениям^{/5/} M - октетная матрица псевдоскалярных мезонов, V - нонетная матрица векторных мезонов /мы рассматриваем случай "чистого" ϕ - ω смешивания/.

Перед тем, как перейти к расчету физических процессов, нам хотелось бы обсудить параметры, входящие в модель. Как видно из лагранжиана /2.2/ и из явного вида пропагатора /2.1/, параметрами теории являются константы связи физических полей с кварковыми, угол Кабиббо и параметры, характеризующие кварк, - M , f , L .

Как показано в работах^{/2,3/}, параметры M , f , L связаны соотношением

$$M^2 = \frac{4}{2f^2 + L^2}, \quad /2.3/$$

причем M имеет смысл "массы" кварка.

Кроме перечисленных выше параметров, имеются параметры нарушения $SU(3)$ -симметрии. Мы нарушаем $SU(3)$ -симметрию обычным образом, считая, что параметры третьего /странного/ кварка отличаются от параметров нестранных кварков. Имеем

$$f_1 = f_2 = f,$$

$$L_1 = L_2 = L,$$

$$\eta_f = \frac{f_3}{f} \neq 1, \quad \eta_L = \left(\frac{L_3}{L}\right)^2 \neq 1. \quad /2.4/$$

Оказывается удобным использовать следующее представление для пропагаторов:

$$\tilde{G}_1(\hat{p}) = \tilde{G}_2(\hat{p}) = \frac{1}{M} \exp(\xi \hat{P} + P^2), \quad /2.5 /$$

$$G_3(\hat{p}) = \frac{1}{M_3} \exp(\eta_f \xi \hat{P} + \eta_L P^2). \quad /2.5 /$$

Здесь

$$\xi = \frac{2l}{L}, \quad /2.6/$$

$$P = \frac{L}{2} p.$$

Из структуры ряда теории возмущений и представления /2.5/ следует, что амплитуды физических процессов нетривиальным образом зависят лишь от ξ , L в комбинации /2.6/ и η . Остальные параметры входят в амплитуду мультипликативными множителями. В связи с этим параметры модели удобно разбить на следующие группы:

- 1/ внешние параметры - h, f, g, G_1, θ_c ;
- 2/ внутренние параметры - ξ, L ;
- 3/ параметры нарушения $SU(3)$ -симметрии - η_f, η_L .

Как мы видим, в модель входит довольно много параметров, в то время как нами будет рассмотрен пока далеко не полный перечень физических процессов при простейшем выборе лагранжианов взаимодействия. Поэтому мы накладываем на нашу модель ряд естественных требований.

1. Поскольку $SU(3)$ -симметрия предсказывает соотношения между вероятностями распадов, которые хорошо согласуются с экспериментом, мы требуем устойчивости формул относительно изменения внутренних параметров модели в достаточно широкой области.

2. Эффективные константы разложения в ряд по теории возмущений должны быть меньше единицы.

3. При описании экспериментальных данных точность $\leq 20-25\%$ нас вполне устроит.

§3. Расчет физических процессов

Используя лагранжиан /2.2/ в низших порядках теории возмущений, мы вычислим вероятности некоторых распадов мезонов. Соответствующие диаграммы изображены на рис. 1-7.

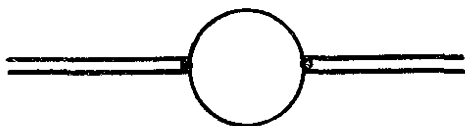


Рис. 1. Диаграмма собственной энергии псевдоскалярного мезона.

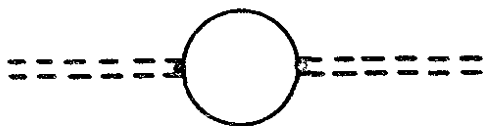


Рис. 2. Диаграмма собственной энергии векторного мезона.

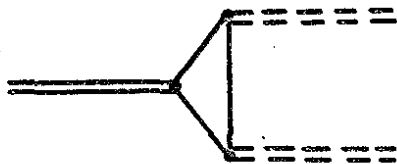


Рис. 3. Диаграмма, соответствующая распадам $\rho \rightarrow \pi\pi$, $K^* \rightarrow K\pi$, $\phi \rightarrow K\bar{K}$.

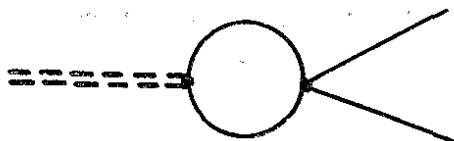


Рис. 4. Диаграмма, соответствующая распадам $K \rightarrow \mu\nu$, $\pi \rightarrow \mu\nu$.

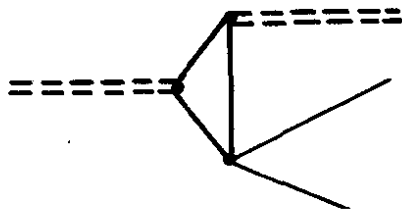
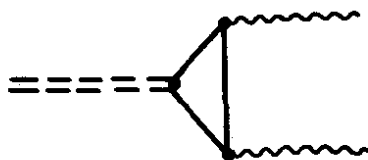
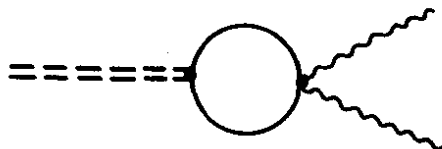


Рис. 5. Диаграмма, соответствующая распадам $K^- \rightarrow \pi^0 e \nu$, $\pi^- \rightarrow \pi^0 e \nu$.



а/

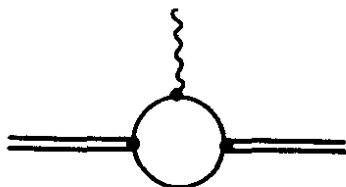


б/

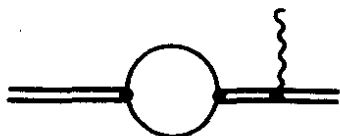
Рис. 6. Диаграммы, соответствующие распаду $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$.



а/



б/



в/

Рис. 7. Диаграммы, дающие вклад в электромагнитный формфактор π^- -мезона.

При вычислении будем использовать разложение по параметру

$$\mu^2 = \left(\frac{mL}{2}\right)^2 \quad /3.1/$$

где m - масса соответствующего мезона. В дальнейшем будет показана корректность такого разложения.

В работе ^{/6/} на примере вычисления поправок к массам псевдоскалярных и векторных мезонов было показано, что псевдовекторная связь не годится, поскольку формулы неустойчивы относительно изменения параметра ξ и эффективная константа разложения в ряд по теории возмущений оказалась больше единицы.

Кроме того, оказалось, что оптимальный способ нарушения $SU(3)$ - симметрии соответствует следующему выбору параметров:

$$\eta_\rho = 1.0; \quad \eta_L = 1.1 \quad /3.2/$$

Такой выбор параметров означает, что масса странного кварка /2.3/ меньше массы нестранных кварков.

Используя технику расчета, развитую в ^{/2,3,6/} мы вычислили:

1. Поправки к массам псевдоскалярных мезонов /диаграмма 1/:

$$m_K^2 - m_\pi^2 = \delta m_K^2 - \delta m_\pi^2 = 4\left(\frac{2}{L}\right)^2 \cdot \lambda_h \cdot D_1^P(\xi),$$

$$m_\eta^2 - m_\pi^2 = \delta m_\eta^2 - \delta m_\pi^2 = 4\left(\frac{2}{L}\right)^2 \cdot \lambda_h \cdot D_2^P(\xi).$$

Функции D_1^P и D_2^P не зависят от ξ и равны

$$D_1^P = 1 - \frac{4}{(1 + \eta_L)^2} = 0.09;$$

$$D_2^P = \frac{2}{3} \left(1 - \frac{1}{\eta_L^2}\right) = 0.12;$$

$$\lambda_h = \frac{1}{(ML)^2} \frac{h^2}{16\pi^2} \quad /3.3/$$

2. Поправки к массам векторных мезонов /диаграмма 2/:

$$m_\omega^2 - m_\rho^2 = \delta m_\omega^2 - \delta m_\rho^2 = 0,$$

$$m_{K^*}^2 - m_\rho^2 = \delta m_{K^*}^2 - \delta m_\rho^2 = 4 \left(\frac{g}{L}\right)^2 \lambda_g \cdot D_1^V(\xi),$$

$$m_\phi^2 - m_\rho^2 = \delta m_\phi^2 - \delta m_\rho^2 = 4 \left(\frac{g}{L}\right)^2 \lambda_g \cdot D_2^V(\xi),$$

$$D_1^V(\xi) = 4 \int_0^\infty dt \cdot t^3 \cdot (1 + \cos^2 \xi t) (e^{-2t^2} - e^{-(1+\eta_L)t^2}),$$

$$D_2^V(\xi) = 4 \int_0^\infty dt \cdot t^3 (1 + \cos^2 \xi t) (e^{-2t^2} - e^{-2\eta_L t^2}).$$

$$\lambda_g = \frac{1}{(ML)^2} \cdot \frac{g^2}{16\pi^2} \quad /3.4/$$

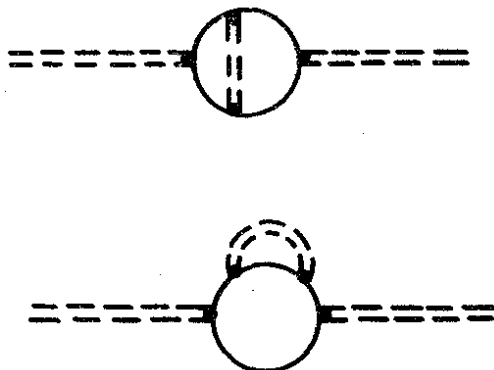


Рис. 8. Диаграммы четвертого порядка для поправки к массе π -мезона.

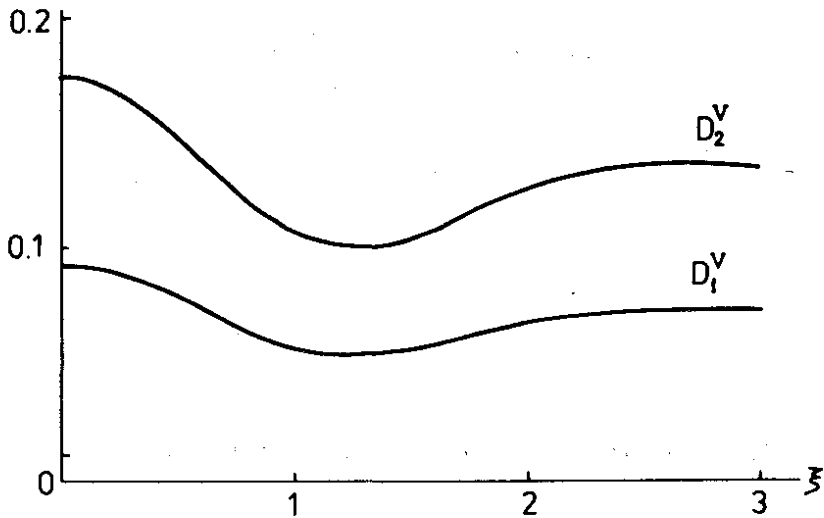


Рис. 9. $D_1^V(\xi)$, $D_2^V(\xi)$.

Графики $D_1^V(\xi)$ и $D_2^V(\xi)$ приведены на рис. 9.

3. Распады: $\rho \rightarrow \pi\pi$, $K^* \rightarrow K\pi$, $\phi \rightarrow K\bar{K}$. /диаграмма 3/.
Для ширины распадов получены следующие выражения:

$$\Gamma_i(\xi) = \frac{g^2 h^4}{(ML)^6} V_i(\xi) = (4\lambda_h)^2 (4\lambda_g)(2\pi)^6 V_i(\xi).$$

Здесь i - номер соответствующего распада, т.е. $i = \rho$, K^* , ϕ .

$$V_\rho(\xi) = \frac{1}{6\pi^5} m_\rho \left[\frac{1}{m_\rho^6} \lambda^{3/2} (m_\rho^2, m_\pi^2, m_\pi^2) \right] \times \\ \times \left\{ 2 \int_0^\infty dt \cdot t^4 \cdot e^{-3t^2} \sin^2 \xi t \right\}^2,$$

$$V_{K^*}(\xi) = \frac{1}{8\pi^5} m_{K^*} \left[\frac{1}{m_{K^*}^6} \lambda^{3/2} (m_{K^*}^2, m_K^2, m_\pi^2) \right] \times$$

$$\times \left\{ \frac{3 + \eta_L}{2} \int_0^\infty dt \cdot t^4 e^{-(2 + \eta_L)t^2} \sin^2 \xi t \right\}^2,$$

$$V_\phi(\xi) = \frac{1}{12\pi^5} m_\phi \left[\frac{\lambda^{3/2} (m_\phi^2, m_K^2, m_K^2) + \lambda^{3/2} (m_\phi^2, m_K^2, m_K^2)}{m_\phi^6} \right]$$

$$\times \left\{ (1 + \eta_L) \int_0^\infty dt t^4 e^{-(1 + 2\eta_L)t^2} \sin^2 \xi t \right\}^2.$$

4. Распады: $K \rightarrow \mu \nu$, $\pi \rightarrow \mu \nu$ /диаграмма 4/.

$$\Gamma(K^- \rightarrow \mu \nu) = \frac{G_1^2 h^2}{(ML)^4 L^2} \sin^2 \theta_c \cdot V_{K2}(\xi),$$

$$\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu \nu) = \frac{G_1^2 h^2}{(ML)^4 L^2} \cos^2 \theta_c \cdot V_{\pi 2}(\xi).$$

$$V_{K2}(\xi) = \frac{1}{8\pi^5} m_\mu^2 m_K \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_K^2}\right)^2 \times$$

$$\times \left\{ \int_0^\infty dt t^2 e^{-(1 + \eta_L)t^2} \left[\xi t + \frac{3}{2} \sin 2\xi t \right] \right\}^2,$$

$$V_{\pi 2}(\xi) = \frac{1}{8\pi^5} m_\mu^2 m_\pi \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}\right)^2 \times$$

$$\times \left\{ \int_0^\infty dt t^2 e^{-2t^2} \left[\xi t + \frac{3}{2} \sin 2\xi t \right] \right\}^2.$$

5. Распады $K^- \rightarrow \pi^0 e \nu$, $\pi^- \rightarrow \pi^0 e \nu$ /диаграмма 5/.

$$\Gamma(K^- \rightarrow \pi^0 e \nu) = \frac{G_1^2 h^4}{(ML)^6} \sin^2 \theta_c V_{k3}(\xi).$$

$$\Gamma(\pi^- \rightarrow \pi^0 e \nu) = \frac{G_1^2 h^4}{(ML)^6} \cos^2 \theta_c V_{\pi 3}(\xi).$$

$$V_{k3}(\xi) = \frac{1}{2} \frac{m_K^5}{192 \pi^7} (1 - 8x^2 + 8x^6 - x^8 - 12x^4 \ln x^2) \times \\ \times \left\{ \frac{3 + \eta_L}{2} \int_0^\infty dt \cdot t^4 e^{-(2+\eta_L)t} \sin^2 \xi t \right\}^2,$$

$$V_{\pi 3}(\xi) = 2 \frac{(m_{\pi^-} - m_{\pi^0})^5}{15 \pi^7} \times \left\{ 2 \int_0^\infty dt \cdot t^4 e^{-3t} \sin^2 \xi t \right\}^2.$$

$$x = \frac{m_{\pi^0}}{m_{K^-}}.$$

6. Распад $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ /диаграммы 6а и 6б/. Из-за псевдоскалярной связи диаграмма 6б вклада не дает.

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma) = \frac{1}{2} \frac{\alpha^2}{144 \pi^3} \cdot m_{\pi^0}^3 \cdot \frac{h^2}{M^2} \left\{ \xi \int_0^\infty dt \sin^3 \xi t e^{-t^2} \right\}^2.$$

7. Электромагнитный формфактор π -мезона /диаграммы 7а, 7б, 7в/. Вклад от соответствующих диаграмм можно представить в виде

$$\Lambda_\mu(p, p') = e(p + p')_\mu [1 + F(q^2) - Z_2].$$

В силу градиентной инвариантности лагранжиана имеет место тождество Уорда

$$F(0) = Z_2$$

$$Z_2(\xi) = 4\lambda_h \cdot J_2(\xi),$$

$$J_2(\xi) = 4 \int_0^\infty dt \cdot t e^{-2t^2} [t^2 f_1^2 + f_2^2],$$

$$f_1 = -t \cos \xi t - \frac{1}{2} \xi \sin \xi t,$$

$$f_2 = \frac{1}{2} \xi t \cos \xi t - \left(\frac{1}{2} + t^2 \right) \sin \xi t.$$

Исследуем высшие порядки теории возмущений на примере поправки к массе π -мезона. Для этого вычислим вклад четвертого порядка теории возмущений. Соответствующие диаграммы изображены на рис. 8. После некоторых выкладок получим:

$$\delta m_\pi^2 = (\delta m_\pi^2)_2 + (\delta m_\pi^2)_4 = -4 \left(\frac{2}{L} \right)^2 \lambda_h [1 - \lambda_h D_4(\xi)], \quad /3.5/$$

где

$$D_4(\xi) = 96 \left\{ \int_0^\infty dr_1 e^{-r_1^2} \int_0^{r_1^2} dr_2 r_2^2 e^{-r_2^2} (e^{-2r_1^2} + e^{-2r_2^2}) \times \right. \\ \left. \times [(r_1^2 + r_2^2) \sin \xi r_1 \sin \xi r_2 + 2 r_1 r_2 \cos \xi r_1 \cos \xi r_2] - \right. \\ \left. - \left[\int_0^\infty dr_1 r_1^2 e^{-3r_1^2} \sin \xi r_1 \left\| \int_0^\infty dr_2 r_2^2 e^{-r_2^2} \cos \xi r_2 \right\| \right] - \frac{1}{2} \right\}.$$

Исходя из анализа высших порядков можно показать, что λ_h /см. /3.3/ и λ_g /см. /3.4// являются эффективными константами разложения в ряд по теории возмущений.

§5. Сравнение с экспериментом и определение параметров теории

В соответствии с изложенными выше требованиями за основу сравнения с экспериментом мы возьмем отношения, указанные в табл. 1, поскольку они зависят лишь от параметра ξ и не зависят от констант связи. Графики, соответствующие этим отношениям, изображены на рис. 10-12.

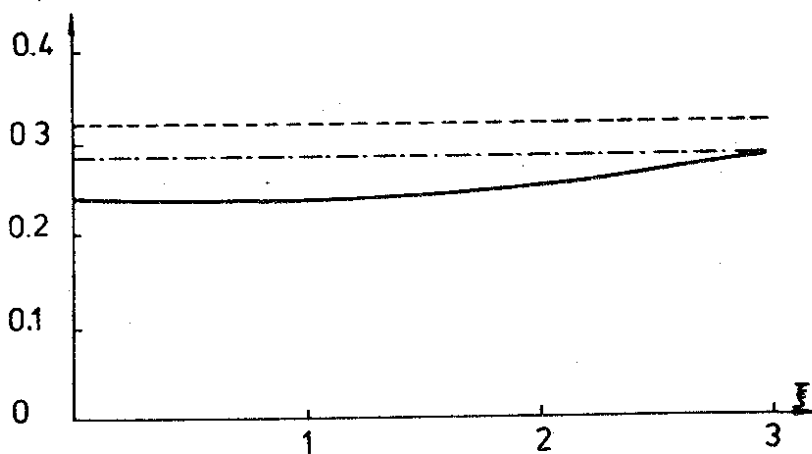


Рис. 10. Зависимость $\Gamma(K^* \rightarrow K\pi) / \Gamma(\rho \rightarrow \pi\pi)$ от ξ .

Как видно из табл. 1, в довольно широком интервале значений ξ имеется хорошее согласие с экспериментом.

На основе анализа поправок к массам и сильных распадов можно определить эффективные константы разложения λ_h, λ_g и массу кварка. Исходя из двухчастичных слабых распадов определяем угол Кабиббо и слабую константу G_1 . Значения всех параметров приведены в табл. 2.

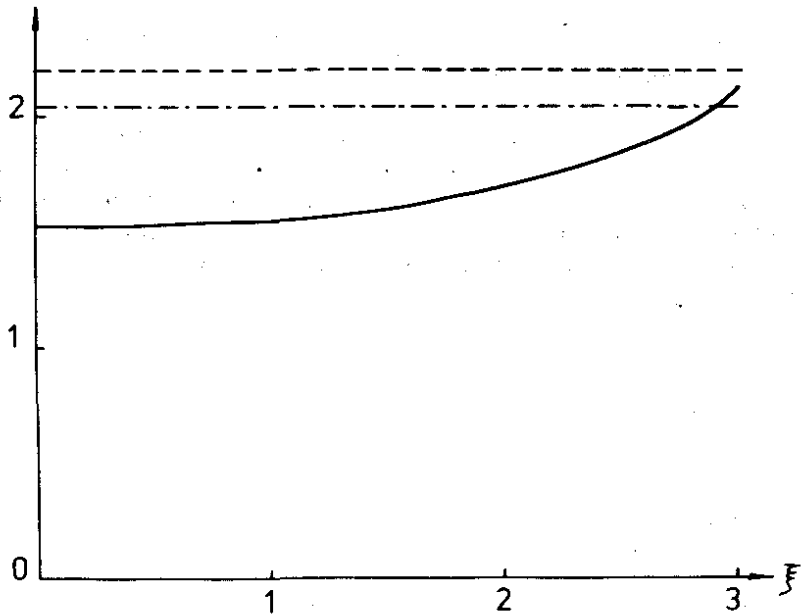


Рис. 11. Зависимость $\Gamma(\phi \rightarrow K\bar{K})/\Gamma(\rho \rightarrow \pi\pi) \cdot 10^2$ от ξ .

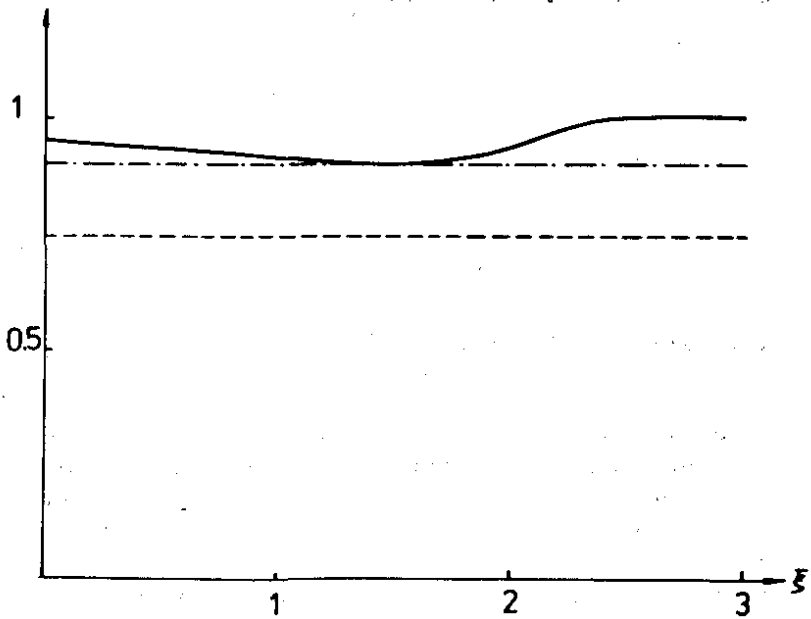


Рис. 12. Зависимость $\left(\frac{\Gamma(K \rightarrow \pi e \nu)}{\Gamma(K \rightarrow \mu \nu)} / \frac{\Gamma(\pi \rightarrow \pi e \nu)}{\Gamma(\pi \rightarrow \mu \nu)}\right) 10^7$ от ξ .

Таблица 1

$0.3 \leq \xi \leq 3$	Exp.	Exact SU(3)
$\frac{m_{\eta}^2 - m_{\pi}^2}{m_K^2 - m_{\pi}^2} = 1,2$	1,2	—
$1,8 \leq \frac{m_{\eta}^2 - m_{\rho}^2}{m_{K^*}^2 - m_{\rho}^2} \leq 1,9$	2,2	—
$0,24 \leq \frac{\Gamma(K^* \rightarrow K\pi)}{\Gamma(\rho \rightarrow \pi\pi)} \leq 0,29$	0,32	0,28
$0,015 \leq \frac{\Gamma(\eta \rightarrow K\bar{K})}{\Gamma(\rho \rightarrow \pi\pi)} \leq 0,021$	0,022	0,020
$0,91 \leq \frac{\Gamma(K \rightarrow \pi e \nu) / \Gamma(K \rightarrow \mu \nu)}{\Gamma(\pi \rightarrow \pi e \nu) / \Gamma(\pi \rightarrow \mu \nu)} 10^{-7} \leq 1,1$	0,74	0,90

Как видно из табл. 2, наиболее существенным результатом является то, что эффективные константы разложения в ряд по теории возмущений оказались меньше единицы.

Сравним, в частности, вклад четвертого порядка в поправку к массе π -мезона с вкладом второго порядка

Таблица 2

$0,3 \leq \xi \leq 3$
$0,2 \leq \chi \leq 0,6$
$0,3 \leq \chi_g \leq 0,6$
$1,2 \text{ GeV}^{-1} \leq L \leq 2,0 \text{ GeV}^{-1}$
$0,5 \text{ GeV} \leq M \leq 1,2 \text{ GeV}$
$0,086 \leq \text{tg}^2 \theta_c \leq 0,092$
$0,76 \leq G_1 \leq 3,76$

/см. формулу /3.5//. График функции $\lambda_h \cdot D_4(\xi)$ приведен на рис. 13. Из него видно, что при $\xi > 0,5$ вклад четвертого порядка меньше вклада второго порядка.

Таким образом, ряд теории возмущений для поправки к массе π -мезона строится своеобразным способом: выносятся большой параметр $(2/L)^2$, пропорциональный квадрату массы кварка, а разложение ведется по малому параметру λ_h .

Следующим существенным достоинством модели является возможность объяснить убывание электромагнитного формфактора π -мезона в пространственно-подобной области. Для этого достаточно потребовать, чтобы

$$Z_2(\xi) = 1. \quad /3.6/$$

График $Z_2(\xi)$ приведен на рис. 14. Из него видно, что при $0,5 \leq \xi \leq 1,5$ можно удовлетворить условию /3.6/. При этом в силу убывания $F(q^2)$ в пространственно-подобной области мы получаем требуемый результат.

После того, как мы зафиксировали все параметры, можно вычислить абсолютные значения ширины распада $K^- \rightarrow \pi^0 e \nu$ и $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ и сравнить с экспериментом. Оказывается, что в области $0,5 \leq \xi \leq 2,5$ ширины этих распадов меняются следующим образом:

$$0,8 \cdot 10^{-18} \text{ ГэВ} \leq \Gamma(K^- \rightarrow \pi^0 e \nu) \leq 1,3 \cdot 10^{-18} \text{ ГэВ},$$

$$0,2 \cdot 10^{-11} \text{ ГэВ} \leq \Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma) \leq 0,1 \cdot 10^{-8} \text{ ГэВ}.$$

Эксперимент дает

$$\Gamma(K^- \rightarrow \pi^0 e \nu) = 2,6 \cdot 10^{-18} \text{ ГэВ},$$

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma) = 0,8 \cdot 10^{-8} \text{ ГэВ}.$$

Мы видим, что для бета-распада каона теоретически рассчитанное значение ширины распада занижено в $2 \div 3$ раза, в то время как для распада $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ оно занижено существенно больше.

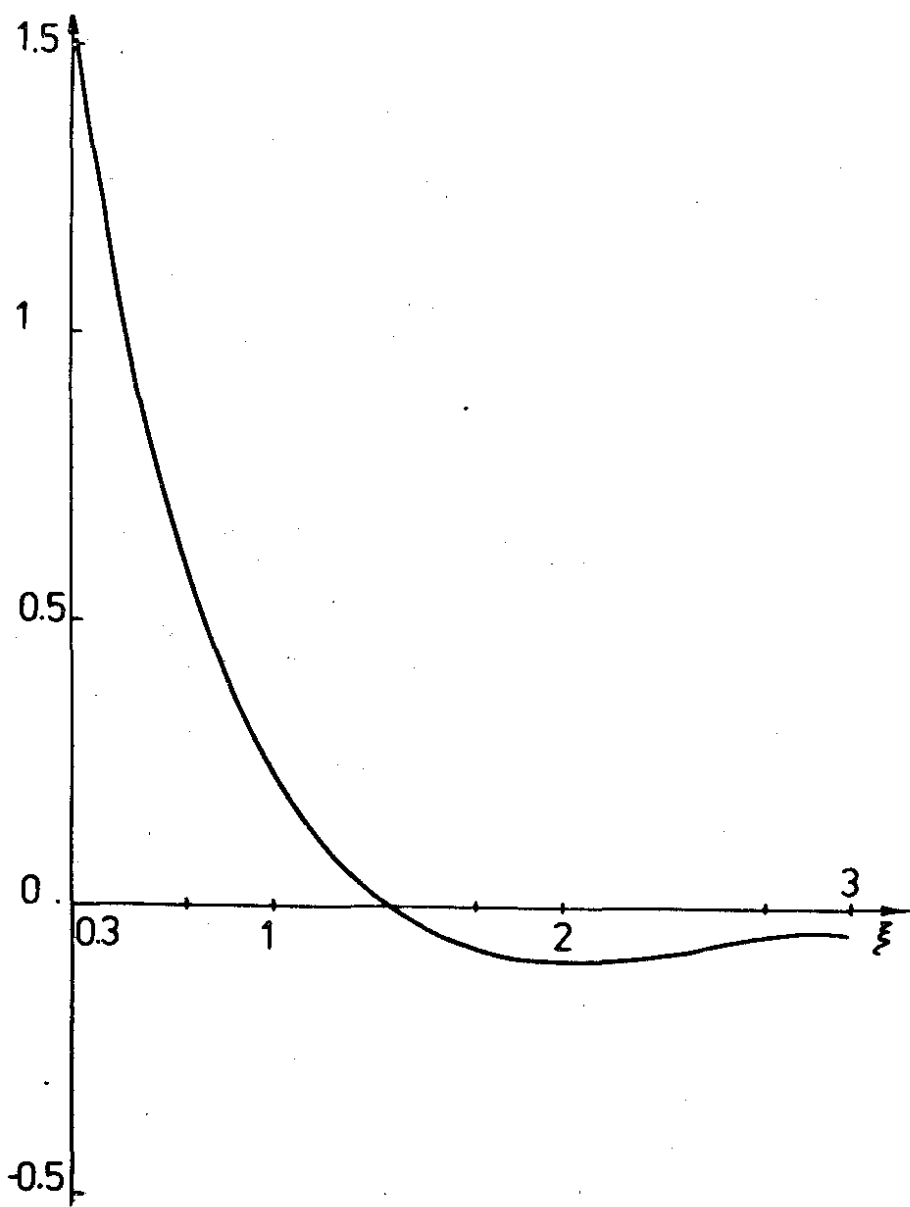


Рис. 13. $\lambda_h D_4(\xi)$.

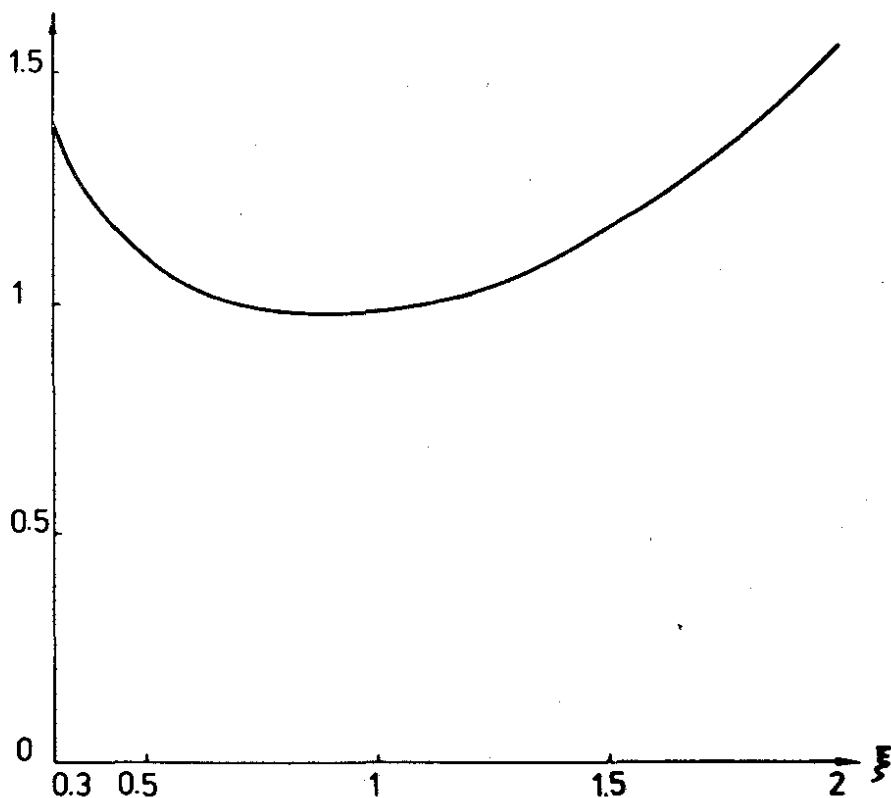


Рис. 14. $Z_2(\xi)$.

Такое сильное расхождение в случае радиационного распада π -мезона наводит на мысль, что в данном случае учет только кварковой структуры в форме лагранжиана /2.2/ недостаточен, необходимо учесть также нуклонный вклад. Объяснит ли такой учет ширину распада, или же здесь играет роль какой-то другой механизм типа введения цветных кварков, поиск других форм взаимодействия - дело дальнейших исследований.

В заключение этого параграфа обсудим корректность нашего разложения по параметру $\mu^2 = (mL/2)^2$. Максимальная возможная масса мезона из октета псевдоскалярных мезонов и псевдовекторных мезонов - это масса ϕ -ме-

зона ~ 1 ГэВ/. Как было выяснено, оптимальная область изменения параметра ξ : $+0,5 \leq \xi \leq 2,5$. Максимальное значение L в этой области достигается при $\xi=0,5$, $L=1,7$ ГэВ $^{-1}$, при этом

$$\mu^2 \approx 0,7$$

минимальное - при $\xi = 1,5$, $L = 1,2$ ГэВ $^{-1}$ /при этом

$$\mu^2 \approx 0,4$$

Поэтому этим параметром можно пренебречь с достаточной для нас точностью.

§4. Заключение

В данной работе в рамках нелокальной модели кварков при простейшем выборе лагранжианов взаимодействия рассмотрен ряд физических процессов с участием мезонов низких энергий, определены параметры модели и получены следующие результаты:

1. Установлено, что амплитуды физических процессов устойчивы относительно изменения параметров модели, характеризующих кварковое поле;

2. Определены эффективные константы разложения в ряд по теории возмущений, которые оказались меньше единицы /при описании сильных взаимодействий применима теория возмущений/;

3. С точностью до $\leq 20-25\%$ объяснены рассмотренные экспериментальные данные;

4. Найдена возможность объяснить убывание фактора π -мезона в пространственно-подобной области;

5. Установлено, что значение ширины распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ резко расходится с экспериментом, что, видимо, указывает на недостаточную полноту нашего описания электромагнитных взаимодействий адронов.

При дальнейшем развитии данной модели нам предстоит решить такие задачи, как:

1. Выбор лагранжианов взаимодействия,

2. Включение барионов в рассматриваемую схему,

3. Дальнейший расчет и анализ различных физических процессов /распада, статические характеристики типа электромагнитных радиусов и длин волн и т.п./.

В заключение выражаем благодарность профессору Д.И.Блохинцеву, С.Б.Герасимову, А.Б.Говоркову, А.З.Дубничковой за полезные обсуждения.

Литература

1. Joos H. *Quark confinement DESY 76/36, J414, 1976.*
2. Дубничкова А.З., Ефимов Г.Ф. ОИЯИ, P2-10035, Дубна, 1976.
3. Dubnickova A.Z., Efimov G.V. JINR, E2-10371, Dubna, 1977.
4. Ефимов Г.В. Нелокальные взаимодействия квантованных полей. Наука, Москва, 1977.
5. Газиорович С. Физика элементарных частиц. Наука, Москва, 1969.
6. Дубничкова А.З., Ефимов Г.В., Иванов М.А. ОИЯИ, P2-10734, Дубна, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 июня 1977 года.